

СПЕКТР И ПЛОТНОСТЬ ПОТОКА НЕЙТРОНОВ В ОБЛУЧАТЕЛЬНОМ КАНАЛЕ ПУЧКА № 3 РЕАКТОРА ИБР-2

*Е. П. Шабалин, А. Е. Верхоглядов, М. В. Булавин, А. Д. Рогов,
Е. Н. Кулагин, С. А. Куликов*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В работе излагаются методика и результаты измерения дифференциальной плотности потока нейтронов в облучательном канале пучка № 3 реактора ИБР-2 с использованием нейтронно-активационного анализа. Проводится сравнение с расчетом, сделанным по трехмерной программе MCNP. Полученные данные необходимы для определения интегральной дозы облучения исследуемых образцов на различном расстоянии от реактора.

Description of the method and the measurement results of differential density of the neutron flux in the irradiation channel No.3 at the IBR-2 reactor obtained using neutron activation analysis are presented in the paper. A comparison with the MCNP calculation is provided. The obtained data are needed to determine the integral dose irradiation of the samples at different distances from the reactor.

PACS: 28.41.-i; 28.50.Ky; 29.27.Fh

1. ОБРАЗЦЫ И УСЛОВИЯ ОБЛУЧЕНИЯ ПРИ ИЗМЕРЕНИИ ПОТОКОВ НЕЙТРОНОВ

Энергетический спектр и плотности потоков нейтронов измеряли методом нейтронно-активационного анализа (НАА) (см., например, [1]). Облучаемые образцы устанавливались на транспортном несущем двутавре облучательной установки (рис. 1) на расстоянии 300, 500 и 3150 мм от поверхности водяного замедлителя ИБР-2 в прямой видимости реактора. Кроме того, измерялась наведенная активность никеля по всей длине несущего двутавра. Облучения образцов проводились при мощности реактора 1,85–1,9 МВт в течение 56 ч эффективного времени облучения 18–20 апреля 2013 г. и в течение 178 ч 14–22 октября 2013 г. Дополнительное облучение образцов индия и олова производилось при мощности 440 кВт в течение 3 ч.

Образцы для измерения потока нейтронов методом НАА в сеансе апреля 2013 г. были скомпонованы в две сборки — дальнюю и ближнюю. Ближняя сборка во время облучения находилась на расстоянии 500 мм от поверхности водяного замедлителя нейтронов реактора, дальняя сборка — на расстоянии 3150 мм; обе сборки были ориентированы параллельно поверхности замедлителя.

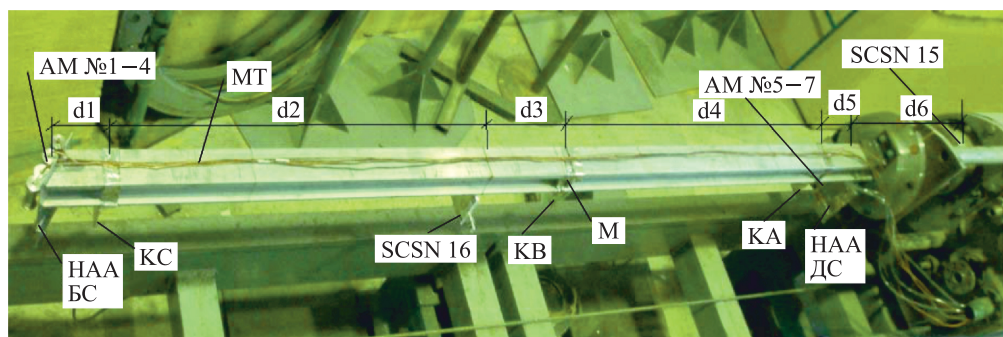


Рис. 1. Фото транспортного двутавра с образцами для НАА и нихромовой проволокой для оценки характера изменения потока нейтронов вдоль двутавра



Рис. 2. Внешний вид исследованных образцов в упаковке (кадмий, алюминий или медь)

В облучении использовались сертифицированные образцы фирмы «Thermo Electron Corporation» из наборов № 1551 (Al, Cu, Fe, In) и № 1552 (Co, Mo, NaCl, W) с чистотой 99,56–99,99 %. Кроме того, использовали особо чистые фольги ванадия, титана, золота (золото в виде сверхтонкой фольги 1 мкм), фольгу никеля с содержанием молибдена около 20 %, сплавы нихром (80 % никеля) и олово–свинец (91 % олова), а также кобальт в виде соли кобальтата натрия.

Масса образцов варьировалась в зависимости от величины нейтронного потока и нейтронного сечения в измеряемом энергетическом диапазоне от 10 мг (золото) до нескольких граммов (ванадий, алюминий на большом расстоянии от реактора). Часть изотопов облучалась как в кадмиевом чехле, так и без него (рис. 2).

Всего облучалось 14 изотопов в 42 образцах. В процессе примененной специальной методики обработки оказалось, что для восстановления энергетического спектра и плотности потока нейтронов достаточно 10 изотопов (восемь элементов), а именно: V, Al, Ti (три изотопа), Ni, Sn, Au, Co, Na.

2. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ АКТИВНОСТИ ОБРАЗЦОВ

Измерение активности облученных образцов проводилось на германиевом детекторе IGC 21 (Princeton Gamma-Tech) с цифровым анализатором ЦСУ-В-1К и с программным обеспечением GammaMCA-8000 (рис. 3). Помещение детектора находилось далеко от источников излучений (реактор, образцы НАА), не имело окон, в результате чего низкий уровень фона при измерениях обеспечивался даже при отсутствии дополнительной свинцовой защиты кристалла детектора. Одновременно в помещении детектора находился лишь один измеряемый образец.

Для уменьшения загрузки детектирующей системы часть образцов располагалась на некоторой высоте над поверхностью детектора, для чего применялся штатив.



Рис. 3. Общий вид германиевого детектора

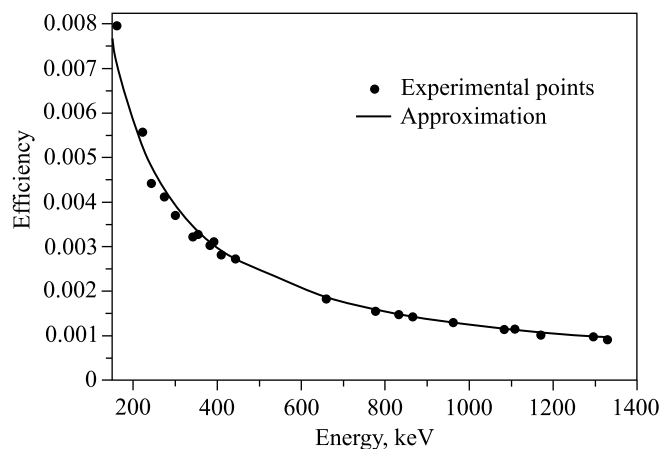


Рис. 4. Зависимость эффективности детектора от энергии для высоты $h = 100$ мм

Для определения абсолютной эффективности детектирующей системы проводились измерения с набором образцовых источников излучения типа ОСГИ; в результате были получены:

- абсолютная эффективность как функция энергии квантов E и высоты расположения образца над детектором; на рис. 4 показана зависимость эффективности от энергии для высоты 100 мм;

- поправки к абсолютной эффективности, вызванные геометрическими размерами образцов (для образцов, измеряемых на поверхности детектора);

- предельные загрузки системы, выше которых наблюдаются искажения спектра и неверный отсчет «мертвого» времени.

Высота установки образца над детектором выбиралась таким образом, чтобы мертвое время не превышало 4 %, что соответствует нагрузке 1000–1200 имп./с. По мере накопления статистики в спектре находится пик искомого изотопа и вычисляется количество импульсов в этом пике, а также статистическая ошибка (программа GammaMCA делает это в процессе измерения). Когда ошибка определения площади пика достигает требуемого значения (обычно менее 1 %), измерение останавливается и спектр сохраняется в файл.

Переход при пересчете от активности облученного образца во время измерения на детекторе к активности изотопа при непрерывном долговременном облучении на один атом с учетом временной зависимости мощности реактора во время облучения (т. е. интеграл от произведения сечения реакции на плотность потока нейтронов) производился по общеизвестным формулам [1]. Значения периода полураспада изотопа $T_{1/2}$ и выхода γ -квантов I_γ брались из библиотеки <http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/radSearch.asp>.

3. ПРОЦЕДУРА ВОССТАНОВЛЕНИЯ СПЕКТРА И РЕЗУЛЬТАТЫ

В основе процедуры лежало предположение о наличии пяти областей энергии нейтронов, в каждой из которых энергетическая зависимость дифференциальной плотности потока нейтронов описывается отдельной функцией. Такое предположение имеет следующие основания.

Во-первых, исходя из принципиальных свойств замедления и диффузии нейтронов четко выделяются три области: тепловых нейтронов, или «подкадмиевых» (энергия меньше 0,5 эВ), замедляющихся нейтронов с энергией от 0,5 эВ до $\sim 0,1$ МэВ и быстрых. Тепловые (термализованные в воде внешнего замедлителя) нейтроны подчиняются распределению Максвелла до энергии около 0,2 эВ. Распределение замедляющихся нейтронов по энергии имеет степенной характер; при замедлении на графите или тяжелой воде дифференциальная плотность потока обратно пропорциональна энергии нейтрона, а при замедлении на легкой воде описывается функцией

$$\Phi(E) = C_x E^{-\beta_x}, \quad (1)$$

где показатель степени β_x меньше единицы.

Во-вторых, область быстрых нейтронов с $E > 0,1$ МэВ в соответствии с известным набором пороговых изотопов можно разделить на три подобласти: 0,1–1 МэВ, 1–5 МэВ и 5–14 МэВ.

И, наконец, известно, что ход дифференциальной плотности потока нейтронов в системах с водородным замедлителем во всем диапазоне энергий, кроме термализованных,

имеет монотонно убывающий с энергией характер. Это дополнительно подтверждается также видом расчетного спектра нейтронов ИБР-2 в реальной геометрии реактора и окружения по программе MCNP-X5 [2]. Сравнение восстановленного спектра с расчетным проводится в разд. 4.

Принцип разделения всей области энергий нейтронов на пять групп и предположение о монотонности функций позволили восстановить вид функций дифференциальной плотности потока нейтронов *аналитически*, не прибегая к сложным методам решения неоднозначной обратной задачи. Для этого использовали независимую аппроксимацию дифференциальной энергетической плотности потока нейтронов в каждой из определенных выше групп энергетического спектра *монотонными пробными функциями с числом параметров, равным 2*. Окончательный выбор вида функции и ее параметров из набора полученных аналитически данных производился на основе общепринятого критерия, согласно которому значение суммарного среднеквадратического отклонения измеренных и рассчитанных активностей образцов должно быть минимальным.

Рассмотрим процедуру восстановления спектра из данных по активности образцов в каждой из энергетических областей отдельно.

$E > 5$ МэВ. Эта часть энергетического спектра нейтронов восстанавливалась с использованием реакций, сечение которых отлично от нуля только в этой области: $^{27}\text{Al}(n, \alpha)$, ^{24}Na , $^{51}\text{V}(n, \alpha)$, ^{48}Sc , $^{63}\text{Cu}(n, \alpha)$, ^{60}Co и $^{48}\text{Tl}(n, p)$, ^{48}Sc . В качестве пробных функций были испытаны функции с двумя параметрами типа

$$\Phi(E) = C_1 e^{-\alpha_1 E}, \quad (2a)$$

$$\Phi(E) = C_2 \frac{e^{-\alpha_2 E}}{E} \quad (2б)$$

и степенная функция типа (1).

Использование функций с двумя параметрами облегчает решение обратной задачи, так это позволяет свести процедуры минимизации функционала

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^k \left(\frac{A_{\text{экс}, i} - A_{\text{рас}, i}}{A_{\text{экс}, i}} \right)^2 \quad (3)$$

к нахождению корней линейных и трансцендентных уравнений.

В выражении для (3) $A_{\text{экс}, i} = \int_0^{\infty} \sigma_i(E) \Phi(E) dE$ — экспериментальное значение активности изотопа i , приведенное к непрерывному бесконечному времени облучения и к одному атому, а $A_{\text{рас}, i}$ представляет собой расчетное значение той же величины для пробной функции $\Phi_x(E)$.

Процедура нахождения минимума χ^2 для каждой из пробных функций заключалась в следующем:

1. Вычислялась функция $C_x(\alpha)$ (где C_x — нормирующий коэффициент нейтронного потока, см. формулы (2a) и (2б)) исходя из минимума χ^2 для значений α в широком выбранном интервале. В этом случае, как нетрудно понять, задача состояла в вычислении интегралов $\int_0^{\infty} \sigma_i(E) \frac{\Phi_x(E)}{C_x} dE$ и последующем решении линейного уравнения.

2. Затем находили значение параметра α_x из минимума χ^2 , используя в (3) уже вычисленную функцию $C_x(\alpha)$. Для этого требовалось решить трансцендентное уравнение.

Окончательный выбор аппроксимирующей функции нейтронного потока из трех (см. (2)) соответствовал минимальному значению χ^2 .

Из трех пробных функций наименьшее значение $\chi^2 = 0,0015$ показала экспоненциальная функция вида (2а) с параметрами $C_1 = 0,47 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{МэВ}^{-1}$ и $\alpha = 0,693 \text{ МэВ}^{-1}$. Стандартное отклонение восстановленного значения потока от истинного

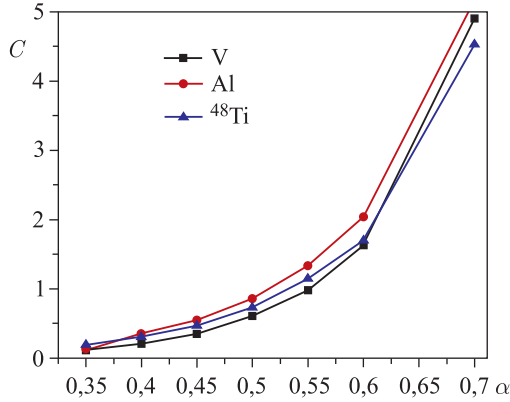


Рис. 5. Зависимость коэффициента C от параметра α (в единицах $10^{12} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{МэВ}^{-1}$) для функции (2а)

при фиксированном α не превышает 4%. Учитывая наличие градиентов нейтронного потока на площади размещения образцов порядка 2%/см, следует увеличить погрешность коэффициента C_1 еще на $\pm 4\%$, и тогда его значение будет равно

$$C_1 = (0,47 \pm 0,04) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{МэВ}^{-1}.$$

Для наглядности и детализации картины на рис. 5 показаны функции $C(\alpha) = \frac{A_{\text{экс}, i}}{\int_0^{\infty} \sigma_i(E) \Phi_x(E) dE}$ для нескольких изотопов; параметр C имеет размерность $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{МэВ}^{-1}$.

Функция типа (2б) дала также низкое значение $\chi^2 = 0,027$ со следующими значениями параметров: $\alpha = 0,7 \text{ МэВ}^{-1}$, $C = 1,79 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{МэВ}^{-1}$ (для потока на расстоянии 0,3 м от реактора).

Обе функции типа (2а) и (2б) различаются в области $E > 7 \text{ МэВ}$ не более чем на 3%. Однако использование экспоненциальной функции удобнее для стыковки с функцией потока для энергий меньше 5 МэВ (см. ниже). К тому же она аналитически интегрируема, что удобно для практического применения.

На расстоянии 0,5 м от замедлителя реактора дифференциальная энергетическая плотность потока нейтронов, восстановленная методом НАА в области энергий нейтронов более 5 МэВ, также может быть выражена экспоненциальной функцией

$$\Phi(E) = (0,216 \pm 0,02) e^{-0,693E} \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{МэВ}^{-1}.$$

Область 1–5 МэВ. Изотопы ^{46}Ti , ^{47}Ti , ^{54}Fe , ^{58}Ni образуют группу пороговых индикаторов с порогом реакций (n, p) в диапазоне 1–3 МэВ. К этой же группе следует отнести и два изотопа ^{115}In и ^{117}Sn , образующих радиоактивные изомеры при неупругом рассеянии быстрых нейтронов, с низкими порогами реакций 0,3–0,4 МэВ, так как эффективные пороги этих реакций для измеряемого спектра оказываются также в районе $\sim 1 \text{ МэВ}$.

Следует отметить, что естественное олово практически не используется в методике нейтронно-активационного анализа ввиду значительной доли производства того же изомера Sn-117m при резонансном захвате нейтрона изотопом Sn-116 . Однако в этой работе удалось использовать естественное олово для активации (в сеансе облучения на расстоянии 0,3 м), подавив захват нейтронов резонанса олова 116 ($E_{\text{res}} = 112 \text{ эВ}$) борным фильтром, обогащенным бором-10 до 80%.

При восстановлении спектра в области 1–5 МэВ использовали полученный ранее результат для области $E > 5$ МэВ с добавлением функции типа $C_2 \frac{e^{-\alpha E}}{E}$. Параметры функции определялись методом, описанным выше. Таким образом, для расстояний 0,3 и 0,5 м дифференциальную энергетическую плотность потока нейтронов в области 1–5 МэВ достаточно хорошо можно описать функцией

$$\Phi(E) = \left(C_1 e^{-0,693E} + C_2 \frac{e^{-\alpha E}}{E} \right) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{МэВ}^{-1}, \quad (4)$$

где $\alpha \approx 1$, а значения коэффициентов C приведены ниже в табл. 1. Погрешность коэффициента C_2 порядка $\pm 5\%$.

Таблица 1. Значения коэффициентов в формулах (4) и (7), описывающих дифференциальную энергетическую плотность потока нейтронов в облучательном канале № 3 реактора ИБР-2

$L, \text{ м}$	C_1	C_2
0,3	0,47	0,39
0,5	0,216	0,183
0,7	0,085	0,072

Область 0,1–1 МэВ. К сожалению, оценка потока нейтронов в этой области энергий оказалась невозможной методом НАА из-за отсутствия подходящих для эксперимента пороговых индикаторов. Для «покрытия» этой области энергий следует использовать рентгеновские и β -спектрометры и короткоживущие изотопы.

Резонансная область. Изотопы, использованные для восстановления спектра в резонансной части (Au, Co, Na, W), характеризуются тем, что для них основной вклад в резонансный интеграл активации вносит первый низкий резонанс и сечение $1/\nu$. Пренебрежение вкладом высших резонансов позволило достаточно просто аналитическим путем определить в этой области параметры степенной функции типа (1) (степенная функция выбрана априори из приведенных выше физических соображений). Алгоритм нахождения параметров был тот же, что и для быстрых нейтронов, но расчетное значение активности изотопа за счет захвата в резонансной области при энергетической зависимости потока по закону (1), приведенное к непрерывному бесконечному времени облучения и к одному атому, вычислялось иначе:

$$A_{\text{рас}, i} = C_i(\beta) \left[\frac{0,707\sigma_0}{(\beta - 0,5)} 10^{6\beta-1} + E_{\text{res}}^{1-\beta} (I_{\text{res}} - I_{1/\nu}) \right]; \quad (5)$$

здесь первое слагаемое в квадратных скобках — вклад в активность изотопа от реакции захвата по закону $1/\nu$ в области 0,5 эВ–0,5 МэВ для энергетического распределения потока нейтронов по степенному закону (1); σ_0 — сечение для 1 эВ; второе слагаемое — вклад в активность изотопа от захвата в первом резонансе с энергией E_{res} , эВ; I_{res} — табулированный резонансный интеграл для спектра Ферми; $I_{1/\nu}$ — вклад в резонансный интеграл по области 0,5 эВ–0,5 МэВ для энергетического распределения потока нейтронов по Ферми ($\sqrt{2}\sigma_0$).

Значения параметров C и β для функции потока типа (1) восстанавливались аналитически по тому же алгоритму, что и для области $E > 5$ МэВ. Наглядный пример хода

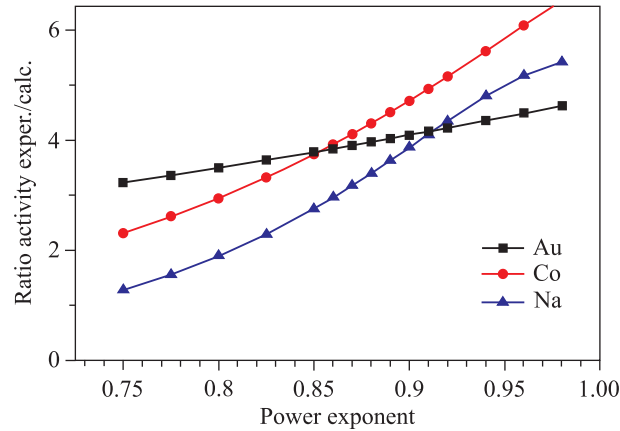


Рис. 6. Зависимость коэффициента C (в единицах $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{МэВ}^{-1}$) в функции (1) от параметра α

кривых $C_i(\beta)$ дан на графике рис. 6 для изотопов Au, Co, Na. Для потока нейтронов на расстоянии 0,3 м от замедлителя реактора значения параметров C и β степенной функции типа (1) оказались следующими:

$$C_x = 0,39 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{МэВ}^{-1}, \quad \beta_x = 0,88, \quad (6)$$

при погрешности не более $\pm 5\%$ для параметра C_x при фиксированном β_x . Параметр C_x для дифференциальной энергетической плотности потока нейтронов на расстоянии 0,5 м получился в 2,17 раза ниже, а показатель степени β_x не изменился.

Кроме приведенных выше данных, было получено значение плотности потока тепловых нейтронов (для $E < 0,25$ эВ) стандартным методом кадмиевой разницы. Значение по золоту ($6,8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$) получилось на 2% больше измеренного по Cu^{63} — $6,76 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Расхождение объясняется недостаточно аккуратным учетом влияния эпитепловых нейтронов (0,25–0,5 эВ): близость «золотого» резонанса (5 эВ) дает завышенное значение кадмиевой разницы. Истинное значение плотности потока находится ближе к измеренному по меди.

Следует отметить, что приведенные погрешности оценены при условии принятия абсолютной точности нейтронных данных. Нейтронные сечения использовались из оцененной базы данных ENDF-B/VII, кроме индия и олова, для которых сечения образования изомеров взяты из базы данных TENDL [3]. В процессе обработки использовали также данные из базы JENDL, но в этом случае погрешности результатов оказались заметно больше.

Общая формула для потока в области 0,5 эВ до 14 МэВ. Таким образом, был восстановлен вид дифференциальной плотности потока нейтронов для $E > 1$ МэВ и для $E < 0,1$ МэВ с разрывом между ними. Для практических расчетов можно использовать одну общую функцию для дифференциальной энергетической плотности потока нейтронов в канале №3 реактора ИБР-2 во всем диапазоне энергий от 0,5 эВ до 14 МэВ, заполняющую неохваченный НАА промежуток энергий и плавно переходящую в функцию резонансного потока слева и в функцию потока быстрых нейтронов с $E > 1$ МэВ

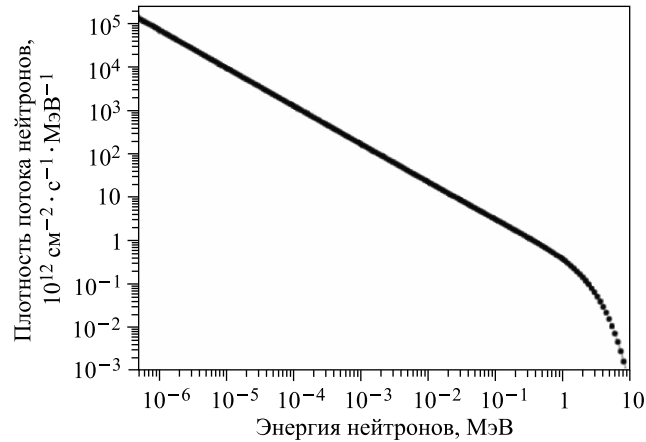


Рис. 7. Дифференциальная плотность потока нейтронов в канале №3 реактора ИБР-2 на расстоянии 0,3 м от замедлителя реактора (результат НАА с искусственным заполнением диапазона 0,1–1 МэВ)

справа в виде

$$\Phi(E) = \left(C_1 e^{-0,693E} + C_2 \frac{e^{-0,97E}}{E^{0,88}} \right) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{МэВ}^{-1}. \quad (7)$$

Действительно, в резонансной области экспоненциальные члены быстро стремятся к единице с уменьшением энергии, отношение первого слагаемого ко второму стремится к нулю (уже при $E = 0,01$ МэВ оно равно 0,02), и функция (7) тогда приходит к виду (1). В области высоких энергий $E > 3$ МэВ второе слагаемое обеих функций (4) и (7) ничтожно мало по сравнению с первым слагаемым, а в области энергий $1 < E < 3$ МэВ значения функций отличаются менее чем на 2%. Коэффициенты C зависят только от расстояния до замедлителя реактора L (в пределах 0,3–0,7 м) и сведены в табл. 1.

На рис. 7 приведена аппроксимация методом НАА дифференциальной энергетической плотности потока нейтронов в канале №3 реактора ИБР-2 на расстоянии 0,3 м от замедлителя реактора вычисленная по единой формуле (7).

4. СРАВНЕНИЕ С РАСЧЕТНЫМ СПЕКТРОМ

Был сделан расчет дифференциальной энергетической плотности потока нейтронов в канале №3 реактора ИБР-2 в нескольких точках, соответствующих положению активируемых образцов (см. рис. 8).

Расчет проводился по трехмерной программе MCNP-X5 с библиотекой сечений ENDF/B-VII [4] для геометрии и композиции материалов, максимально приближенных к технической документации на реактор. Выходные данные были представлены в многогрупповом приближении (23 группы на каждую декаду энергии, равномерно распределенные по летаргии — логарифму энергии) и нормированы на один нейтрон деления в активной зоне реактора.

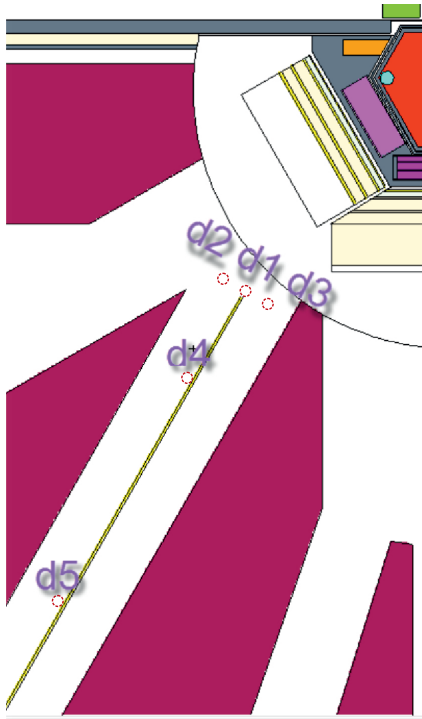


Рис. 8. Геометрия расчета на уровне 6 м (плоскость оси пучка) с отметкой точек расчета плотности потока нейтронов

Сравнение расчетных и восстановленных по НАА потоков (для мощности реактора 1,86 МВт — той мощности, на которой облучались изотопы) дано на графиках рис. 9 и 10. Значительные отличия имеются как в области быстрых нейтронов $E > 0,1$ МэВ (экспериментальные значения ниже расчетных), так и в области резонансных и тепловых нейтронов, где картина обратная. При этом интегральный поток отличается менее чем на 10%. Следует иметь в виду, что в диапазоне энергий нейтронов 0,1–1 МэВ методика НАА не позволяла восстановить вид спектра.

Расчетная плотность потока тепловых нейтронов составила $\sim 80\%$ от восстановленной методом НАА по меди.

Полученный результат нельзя объяснить какими-либо систематическими погрешностями алгоритма восстановления спектра, так как рассчитанная напрямую активность изотопов по данным MCNP значительно выше экспериментально измеренной активности (табл. 2). Полученный по программе MCNP более жесткий спектр нейтронов пока не нашел точного объяснения. Причины расхождения расчета и эксперимента будут выяснены в дальнейших исследованиях.

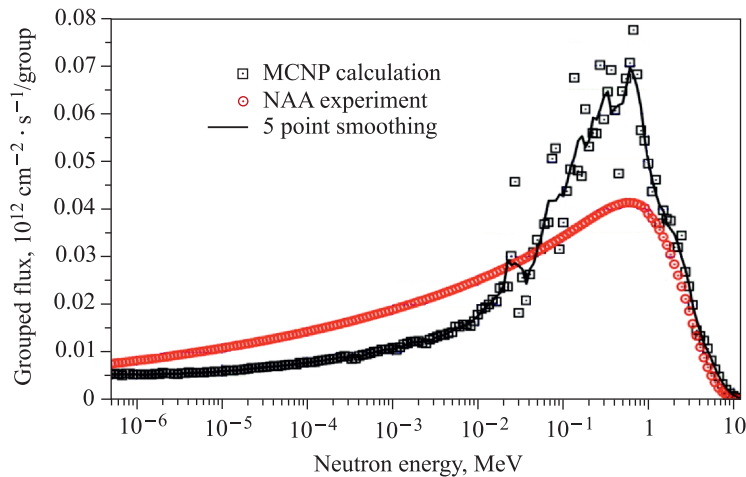


Рис. 9. Групповые потоки нейтронов расчетные (квадраты и аппроксимирующая кривая) и восстановленные экспериментально методом НАА (кружки)

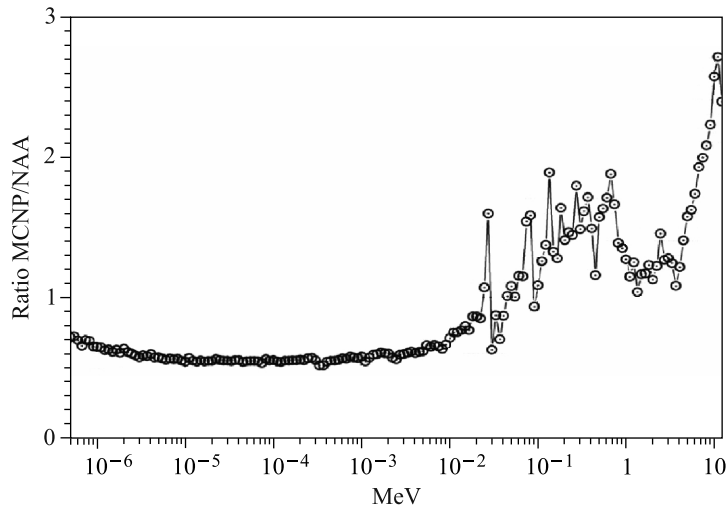


Рис. 10. Отношение расчетного потока к измеренному методом НАА (по рис. 9)

Таблица 2. Значения скоростей пороговых реакций на быстрых нейтронах (A_{∞} , реакций/с/атом исходного изотопа), экспериментальные и рассчитанные по восстановленному спектру и по расчетному спектру

Реакция	Эксперимент		Расчет		Относительное отклонение от эксперимента (колонки 2 и 5)
	0,3 м от реактора	0,5 м от реактора	MCNP для 0,3 м	По спектру НАА для 0,3 м	
V-51 (n, α) Sc-48	9,4E-18	4,35E-18	1,76E-17	9,7E-18	+0,031
Al-27 (n, α) Na-24	3,1E-16	1,6E-16	6,0E-16	3,1E-16	0
Ti-46 (n, p) Sc-46	4,75E-15	2,19E-15	6,18E-15	4,56E-15	-0,04
Ti-47 (n, p) Sc-47	7,3E-15	3,28E-15	9,9E-15	8,0E-15	+0,095
Ti-48 (n, p) Sc-48	1,36E-16	6,28E-17	1,96E-16	1,42E-17	+0,04
Fe-54 (n, p) Mn-54	3,39E-14	1,56E-14	5,52E-14	3,4E-14	0,003
Ni-58 (n, p) Co-58	4,6E-14	2,11E-14	7,87E-14	4,5E-14	-0,021
In-115 (n, n') In-115m	10,6E-14	—	—	10,6E-14	0
Sn-117 (n, n') Sn-117m	1,32E-14	0,61E-14	—	1,33E-14	+0,008

Интересно сравнение с результатами прежних измерений спектральной плотности потоков нейтронов по методу НАА вблизи поверхности замедлителя (работа [5]). С учетом поправки на место измерения (по расчету плотности потоков вблизи замедлителя в 2,5 раза выше, чем на расстоянии 300 мм) результаты обеих работ сравнимы в области тепловых нейтронов и в области быстрых нейтронов с энергией 0,1–3 МэВ, а для более высоких энергий прежние данные заметно, около 1,5 раз, ниже.

5. ХАРАКТЕР ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ПОТОКА НЕЙТРОНОВ

Спектр нейтронов был измерен также на расстоянии 3,125 м от замедлителя реактора (на дальнем конце несущего двутавра). На таком расстоянии он значительно жестче: при энергиях более 5 МэВ поток снижается в 40 раз по сравнению с потоком на расстоянии 0,5 м, на средних энергиях 1–5 МэВ — в ~ 100 раз, а поток тепловых нейтронов — в 170 раз.

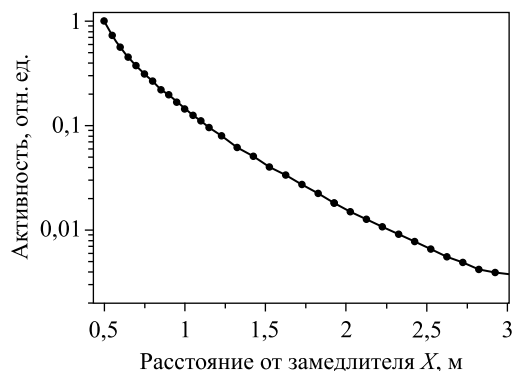


Рис. 11. Распределение наведенной активности никеля вдоль двутавра

Непрерывно вдоль двутавра было измерено распределение наведенной активности никеля (рис. 11). В пределах 0,3–1 м от реактора распределение интенсивности потока примерно подчиняется экспоненциальному закону, спадая в два раза на длине 18 см. Иначе говоря, градиент потока около 4% на 1 см.

В поперечном сечении канала в области несущего двутавра также имеются значительные градиенты, в среднем на 10 см — 2%/см. Поток уменьшается в направлении слева направо, если смотреть вдоль двутавра на реактор.

Поперечный градиент связан с особенностями геометрии защиты реактора (см. рис. 1 и 8). Это следует учитывать при размещении образцов и выборе их размеров. Для габаритных образцов возможно снижение градиентов путем постановки отражателей нейтронов; однако подобная процедура требует длительной подготовки.

Благодарности. Авторы работы глубоко благодарны сотруднику ЛНФ ОИЯИ С. С. Павлову, предоставившему на долгий срок набор образцовых источников излучения, и сотруднику ОАО «Институт физико-технических проблем» Ю. П. Харитонову, оказавшему неоценимую помощь в процессе освоения методики работы с γ -спектрометром.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. http://nuclphys.sinp.msu.ru/nuc_techn/activ_analy.htm
2. X-5 Monte Carlo Team. MCNP — A General Monte Carlo Transport Code, Version 5. Los Alamos Nat. Lab. Report LA-UR-03-1987. 2003
3. <ftp://ftp.nrg.eu/pub/www/talys/tendl2013/tendl2013.html>
4. ENDF/B-VII.1 Nuclear Data for Science and Technology: Cross Sections, Covariances, Fission Product Yields and Decay Data // Nucl. Data Sheets. 2011. V. 112, No. 12. P. 2887–299; Unclassified Report LA-UR 11-05121. Los Alamos Nat. Lab.
5. Golikov V. V., Kulagin E. N., Shabalin E. P. Dose Rates near the Water Moderator of the IBR-2 Reactor: Experiment and Analysis. JINR Commun. E16-2002-79. Dubna, 2002.

Получено 5 сентября 2014 г.